

PACSnumbers: 73.23.-b, 73.40.Gk, 73.40.Ns, 74.50.+r, 74.70.Ad, 85.25.Am, 85.25.Cp, 85.25.Dq

Переходы Джозефсона с повышенным значением характеристического напряжения

В. Е. Шатерник, А. П. Шаповалов*, А. В. Шатерник*, Т. А. Прихна*

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03680, ГСП, Киев, Украина*

**Институт сверхтвёрдых материалов им. В. Н. Бакуля НАН Украины,
ул. Автозаводская, 2,
04074 Киев, Украина*

С использованием масочной технологии путём вакуумного осаждения были созданы и исследованы близостные $\text{MgB}_2\text{-Al-Al}_2\text{O}_3\text{-MoRe}$ переходы и резонансно-перколяционные $\text{MgB}_2\text{-Si(W)-MoRe}$ переходы Джозефсона на основе тонких плёнок диборида магния MgB_2 . Повышенные значения характеристического напряжения $I_c R_N = 30\text{--}38$ мВ созданных переходов Джозефсона $\text{MgB}_2\text{-Si(W)-MoRe}$ позволяют улучшить чувствительность двухконтактных СКВИДов в несколько раз за счёт увеличения коэффициента преобразования магнитный поток–напряжение.

Ключевые слова: сверхпроводимость, диборид магния, переход Джозефсона, двухконтактный СКВИД, тонкие плёнки, коэффициент преобразования магнитный поток–напряжение.

З використанням маскової технології шляхом вакуумного осадження було створено та досліджено Джозефсонові близькісні $\text{MgB}_2\text{-Al-Al}_2\text{O}_3\text{-MoRe}$ переходи та резонансно-перколяційні $\text{MgB}_2\text{-Si(W)-MoRe}$ переходи

Corresponding author: Vladimir Evgenievich Shaternik
E-mail: shat@imp.kiev.ua; shaternikv@i.ua

*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03680 Kyiv, Ukraine*

**V. Bakul Institute for Superhard Materials, N.A.S. of Ukraine,
2 Avtozavods'ka Str., 07074 Kyiv, Ukraine*

Please cite this article as: V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, A. V. Shaternik, and T. A. Prikhna, Josephson Junctions with the Increased Value of a Characteristic Voltage, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **38**, No. 3: 319–328 (2016) (in Russian), DOI: 10.15407/mfint.38.03.0319.

на основі тонких плівок дибориду магнію MgB_2 . Підвищені значення характеристичної напруги $I_c R_N = 30\text{--}38$ мВ створених Джозефсонових переходів $\text{MgB}_2\text{--Si(W)--MoRe}$ уможливають поліпшити чутливість двоконтактних НКВІДів у декілька разів за рахунок збільшення коефіцієнта перетворення магнітний потік–напруга.

Ключові слова: надпровідність, диборид магнію, Джозефсонів перехід, двоконтактний НКВІД, тонкі плівки, коефіцієнт перетворення магнітний потік–напруга.

By using vacuum deposition and shadow-masks' technique, there are fabricated and investigated Josephson proximity $\text{MgB}_2\text{--Al--Al}_2\text{O}_3\text{--MoRe}$ junctions and Josephson resonance-percolation $\text{MgB}_2\text{--Si(W)--MoRe}$ junctions based on the magnesium diboride (MgB_2) thin films. The increased values of the characteristic voltage $I_c R_N = 30\text{--}38$ mV of fabricated $\text{MgB}_2\text{--Si(W)--MoRe}$ junctions give a possibility to increase DC SQUID sensitivity by several times as a result of the increasing of their flux-to-voltage transfer coefficient.

Key words: superconductivity, magnesium diboride, Josephson junctions, DC SQUID, thin films, flux-to-voltage transfer coefficient.

(Получено 21 января 2016 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность успешного использования переходов Джозефсона в составе используемых на практике устройств определяется величиной $I_c R_N$ этих переходов (I_c — критический сверхпроводящий ток перехода Джозефсона, R_N — сопротивление этого же перехода в нормальном состоянии), поэтому в лабораториях развитых стран мира ведутся работы, направленные на создание переходов Джозефсона разных модификаций с целью повышения у них величины произведения $I_c R_N$. Большое внимание уделяется, в частности, разработке переходов Джозефсона на базе тонких плёнок диборида магния MgB_2 , которые рассматриваются (совместно с переходами Джозефсона на базе плёнок YBCO) как наиболее перспективные с точки зрения возможности их практического применения.

Авторами работы [1] был изготовлен и исследован переход Джозефсона вида $\text{MgB}_2/\text{MgO}/\text{MgB}_2$ (сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник — S–I–S). Плёнки MgB_2 формировались методом HPCVD (гибридного физико-химического осаждения) и имели $T_c = 39$ К. В полученных переходах наблюдалось проявление эффектов Джозефсона, избыточного андреевского тока, наличие многократных андреевских отражений. Однако значения величины $I_c R_N$ данных переходов в работе не приводятся.

При разработке полностью диборид-магниевых переходов Джозефсона вида $\text{MgB}_2\text{--барьер--MgB}_2$, в которых в качестве слоя барье-

ра выбирали AlN [2, 3], AlO_x [4], MgO [5–7], графен [8] и собственный натуральный оксид [9], заметных успехов достигнуто не было. В одной из последующих работ [10] сообщалось о формировании переходов Джозефсона вида MgB₂/TiB₂/MgB₂ (типа сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник — S–N–S). Плёнки MgB₂ формировались методом HPCVD ($T_c = 39$ К), а плёнки TiB₂ толщиной 7–8 нм — методом магнетронного распыления мишеней. Наблюдались некоторые проявления эффектов Джозефсона в созданных переходах, а именно, была продемонстрирована зависимость критического джозефсоновского тока от магнитного поля $I_{Cдж}(H)$, напоминающая характерную для переходов Джозефсона, и наличие токовых ступенек Шапиро на ВАХ переходов под воздействием СВЧ-облучения. У этих переходов величина $I_C R_N$ зависела от температуры: при $T = 4,2$ К она достигала 0,27 мВ, а при 20 К — 0,05 мВ. В работе [11] была сделана попытка миниатюризации полностью диборид-магниевых переходов Джозефсона MgB₂/MgO/MgB₂ для создания из них цепочек переходов, перспективных для использования в СВЧ-устройствах. Электронно-лучевой фотолитографией были созданы переходы размером (0,5 мкм × 0,5 мкм) и (10 мкм × 10 мкм), на ВАХ которых наблюдались сверхпроводящие токи Джозефсона, но разброс полученных характеристик составлял порядка 54%.

В книге SQUID Handbook [12] детально проанализировано состояние дел в области изготовления и использования переходов Джозефсона на основе высокотемпературных сверхпроводников, в первую очередь YBCO. В книге приводятся различные технологии изготовления переходов Джозефсона, у которых величина $I_C R_N$ составляет порядка 100–300 мкВ, в отдельных случаях до 1 мВ. Отмечается, что все эти переходы Джозефсона успешно используются для изготовления на их основе сверхпроводящих квантовых интерферометров — СКВИДов.

В книге [13] описывается и анализируется успешный опыт использования СКВИДов на основе диборид-магниевых переходов Джозефсона в области магнитокардиографии. В работах [14, 15] также описаны диборид-магниево-переходы с $I_C R_N$ до 1 мВ, которые успешно применялись на практике в СКВИД-устройствах.

В одной из последних работ [16] описан опыт успешного использования диборид-магниевых переходов Джозефсона в качестве детектора терагерцевого диапазона СВЧ-излучения в составе супергетеродинного приёмника СВЧ-излучения. В работе плёнки диборида магния изготавливались методом HPCVD, а переход Джозефсона изготавливался путём утонения такой плёнки в заданном месте. В результате авторы получили переход Джозефсона, у которого $I_C R_N = 5,25$ мВ. При этом они считают, что такой переход сформировался в области границы двух зёрен плёнки диборида магния, т.е. это не был переход сэндвичевого типа.

Проиллюстрируем перспективность использования переходов Джозефсона в зависимости от значения их характеристического напряжения $I_C R_N$ на примере двухконтактного СКВИДа (DC-SQUID).

Как известно [12], СКВИД является наиболее чувствительным сенсором магнитного поля, позволяющим измерять поля вплоть до $\sim 10^{-13}$ Тл (по потоку Φ — до долей кванта магнитного потока). Двухконтактный ПТ-СКВИД (СКВИД постоянного тока) состоит из сверхпроводящего кольца, в которое вставлены параллельно два (одинаковых или близких) перехода Джозефсона (см. рис. 1, а). Основными рабочими элементами двухконтактных ПТ-СКВИДов являются переходы Джозефсона вида сверхпроводник–барьер–сверхпроводник ($S-I-S$). В соответствии с соотношением Джозефсона (1)

$$I_{\text{дж}} = I_C \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (1)$$

сверхпроводящий ток Джозефсона $I_{\text{дж}}$ через отдельный переход Джозефсона задаётся разницей фаз ($\varphi_2 - \varphi_1$) сверхпроводящего параметра порядка (волновой функции конденсата куперовских пар) в этом переходе (см. рис. 1, а). Тут I_C — критический ток Джозефсона на переходе. Если мы пропускаем магнитный поток Φ через кольцо ПТ-СКВИДа, возникает сверхпроводящий ток I_S по сверхпроводящему кольцу, причём $\text{grad}(\varphi) \cong I_S$, вследствие этого изменяются значения фаз $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$ (см. рис. 1, а), что приводит к изменению ВАХ переходов Джозефсона и ВАХ самого ПТ-СКВИДа (изображена на рис. 1, б). Верхняя ветвь ВАХ образуется при прохождении через кольцо ПТ-СКВИДа целого числа квантов магнитного потока Φ_0 [12], нижняя ветвь ВАХ образуется при прохождении через кольцо ПТ-СКВИДа полуцелого числа квантов магнитного потока Φ_0 [12].

Для проведения измерения магнитного потока Φ с помощью ПТ-СКВИДа через СКВИД пропускается постоянный ток $I_{\text{раб}}$ (см. рис. 1, а, б), превышающий сумму критических токов Джозефсона переходов ПТ-СКВИДа, который задаёт необходимое смещение по напряжению ($V_{\text{см}} \neq 0$) на СКВИДе. Измеряя величину напряжения V (см. рис. 1, а), мы определяем величину магнитного потока Φ . Причём видно, что, если ВАХ используемых переходов Джозефсона содержат гистерезис, то такая методика измерений становится невозможной, поэтому основным недостатком известных типов переходов Джозефсона (с точки зрения использования их в ПТ-СКВИДах) является наличие на их ВАХ гистерезиса. Для того, чтобы подавить этот гистерезис, обычно вводят дополнительное шунтирование каждого перехода Джозефсона резистором, что существенно усложняет схему СКВИДа и снижает его коэффициент преобразования магнитный поток–напряжение.

Измеряемое напряжение V на ПТ-СКВИДе осциллирует при из-

менении величины магнитного потока Φ , проходящего через СКВИД, период осцилляций равен одному кванту магнитного потока Φ_0 . Для коэффициента преобразования магнитный поток–напряжение $\partial V/\partial\Phi$ ПТ СКВИДа в [12] приведена формула

$$\frac{\partial V}{\partial\Phi} = -2\pi \frac{I_C R_N}{\Phi_0} \frac{I_0 \sin(\pi\Phi/\Phi_0) \cos(\pi\Phi/\Phi_0)}{(I^2 - I_C^2)^{1/2}}. \quad (2)$$

Здесь I_C — критический ток Джозефсона каждого перехода (переходы Джозефсона считаются одинаковыми), R_N — сопротивление в нормальном состоянии каждого перехода Джозефсона, I — ток, протекающий через ПТ-СКВИД (изменяется при изменении магнитного потока Φ), $I_0 = 2I_C$, произведение $I_C R_N$ называется характеристическим напряжением V_C каждого перехода Джозефсона.

Видно, что коэффициент преобразования магнитный поток–напряжение $\partial V/\partial\Phi$ ПТ-СКВИДа пропорционален величине характеристического напряжения переходов Джозефсона (входящих в его состав), т.е. произведению $I_C R_N$ этих переходов [12]. Поэтому работы по повышению величины характеристического напряжения $I_C R_N$ переходов Джозефсона являются актуальными и перспективными. Также важными являются работы по разработке переходов Джозефсона с безгистерезисной ВАХ.

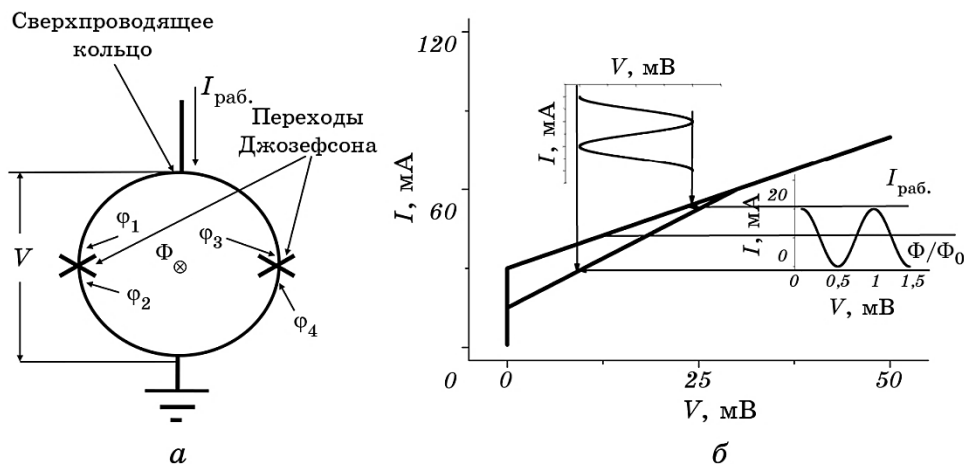


Рис. 1. Схематическое изображение ПТ-СКВИДа, Φ — показывает измеряемый магнитный поток, который проходит сквозь сверхпроводящее кольцо СКВИДа (а). ВАХ СКВИДа как функция от проходящего магнитного потока Φ (б).

Fig. 1. Scheme of DC-SQUID, Φ is the measured magnetic flux, which flows through the superconducting ring of the DC-SQUID (a). DC-SQUID I - V curve as a function of flowing magnetic flux Φ (b).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе были исследованы близостные $\text{MgB}_2\text{-Al-Al}_2\text{O}_3\text{-MoRe}$ и резонансно-перколяционные $\text{MgB}_2\text{-Si(W)-MoRe}$ переходы Джозефсона на основе тонких плёнок диборида магния MgB_2 .

Тонкие плёнки переходов Джозефсона формировались следующим образом: а) плёнки сверхпроводников MgB_2 и MoRe — путём магнетронного на постоянном токе распыления мишеней в потоке аргона; б) плёнки алюминия — путём испарения алюминия из резистивных испарителей; в) слой Al_2O_3 (1–2 нм) — путём окисления поверхности плёнки алюминия в разреженном кислороде; г) плёнки Si(W) — путём магнетронного на постоянном токе распыления сборной мишени в виде пластины кремния, на которой размещены несколько проволочек вольфрама. Для формирования переходов Джозефсона плёнки осаждались через металлические теневые маски.

В результате проведения исследования зависимости критической температуры сверхпроводящего перехода T_C плёнок диборида магния MgB_2 от температуры подложки при осаждении их на сапфир (0001) установлено, что максимальная $T_C \cong 23$ К достигается при температуре подложки $\cong 400\text{--}500^\circ\text{C}$. В результате проведения исследования зависимости T_C плёнок от температуры их трехминутного отжига после осаждения на подложку при комнатной температуре установлено, что максимальная $T_C \cong 35\text{--}36$ К достигается при температуре отжига $\cong 620\text{--}630^\circ\text{C}$. В результате проведения исследования зависимостей T_C плёнок от продолжительности временного интервала t отжига при 630°C , от скорости осаждения плёнок, от давления P_{Ar} аргона при осаждении установлено, что оптимальным является режим осаждения плёнок (с $T_C \cong 36\text{--}37$ К) на подложки при комнатной температуре (скорость осаждения $\cong 1$ нм/с, $P = 1$ Па) с последующим их кратковременным отжигом при $T = 620\text{--}650^\circ\text{C}$, $t = 5$ мин, $P_{\text{Ar}} = 10$ Па.

В результате проведённого исследования особенностей формирования переходов Джозефсона вида $\text{MgB}_2\text{-Al-Al}_2\text{O}_3\text{-MoRe}$ показано, что для описания вида ВАХ отдельных таких переходов (см. рис. 2) следует использовать универсальную функцию распределения прозрачностей Шепера–Бауера в их барьерах [17]. Величина критического тока Джозефсона в этих переходах I_C была порядка $\cong 0,9\text{--}1$ мА, а величина произведения $I_C R_N$ составила $\cong 0,9$ мВ, что выше приведённых в литературе значений, но она не была достаточно высокой. На ВАХ переходов наблюдается сильно размытая особенность при напряжении смещения, которое соответствует сумме щелей плёнок MgB_2 и MoRe ($\Delta_{\text{MgB}_2} + \Delta_{\text{MoRe}}$), видно, что вследствие эффекта близости между MgB_2 и Al на ВАХ наблюдается заниженное значение щели Δ_{MgB_2} в направлении оси c .

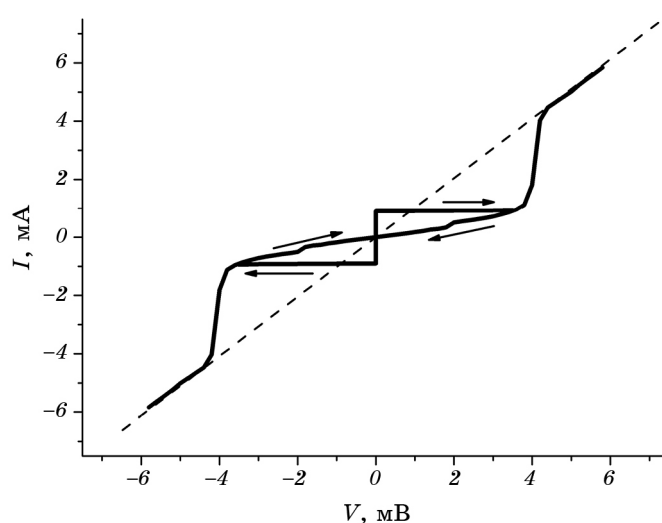


Рис. 2. Типичная ВАХ близостного перехода Джозефсона вида $\text{MgB}_2\text{-Al-Al}_2\text{O}_3\text{-MoRe}$; $I_C = 0,95$ мА, $I_C R_N = 0,9$ мВ.

Fig. 2. Typical I - V curve of the proximity Josephson junction $\text{MgB}_2\text{-Al-Al}_2\text{O}_3\text{-MoRe}$; $I_C = 0.95$ mA, $I_C R_N = 0.9$ mV.

В статьях [18, 19] показано, что у переходов Джозефсона, у которых в барьере реализуется резонансно-перколяционный тип транспорта носителей заряда, становится возможным повышение величины их характеристического напряжения $I_C R_N$. Поэтому в работе также сформированы переходы Джозефсона вида $\text{MgB}_2\text{-Si(W)-MoRe}$, у которых барьер Si(W) изготавливался в виде слоя кремния с расположенными в нем кластерами вольфрама W , концентрация W в барьере — $n_{\text{W}} \cong 9\%$, толщина барьера — $d_{\text{Si}} \cong 17$ нм. Типичная ВАХ таких переходов приведена на рис. 3. Видно, что величина критического тока Джозефсона составляет порядка $I_C = 1,15\text{--}1,2$ мА. Экспериментально установлено, что характерной особенностью переходов Джозефсона $\text{MgB}_2\text{-Si(W)-MoRe}$ с резонансно-перколяционным типом туннелирования является повышенное значение у них характеристического напряжения (произведения $I_C R_N$), отсутствие на ВАХ этих переходов гистерезиса, а также наличие у переходов больших избыточных токов $I_{\text{изб}}$ (рис. 3).

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Лифшиц и Кирпиченков [20] для кластеров металла в слое полупроводника показали, что, если диаметры кластеров и расстояния между ними приблизительно одинаковы, то и одинаковыми будут

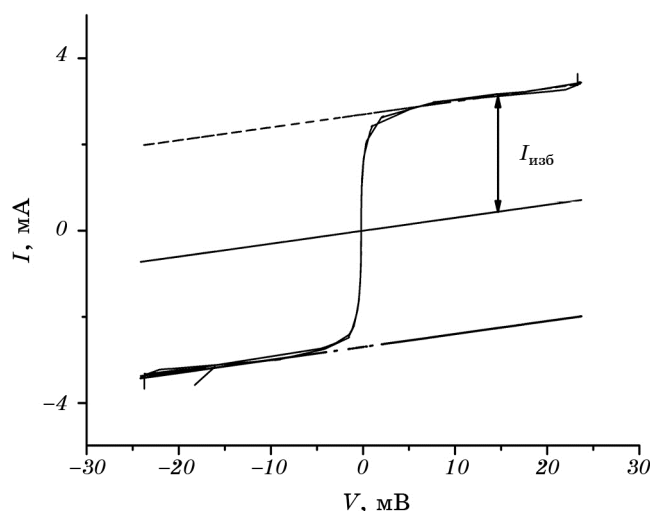


Рис. 3. Типичная ВАХ перехода $\text{MgB}_2\text{-Si(W)-MoRe}$ с резонансно-перколяционным типом транспорта заряда в нём при $n_{\text{W}} \cong 9\%$, $d_{\text{Si}} \cong 17$ нм, $I_C = 1,15$ мА, $I_C R_N = 38$ мВ.

Fig. 3. Typical I - V curve of the Josephson junction $\text{MgB}_2\text{-Si(W)-MoRe}$ with the resonance-percolation charge transport inside it, $n_{\text{W}} \cong 9\%$, $d_{\text{Si}} \cong 17$ nm, $I_C = 1.15$ mA, $I_C R_N = 38$ mV.

энергии туннелирующих электронов, и в барьере будет возникать резонансно-перколяционный тип транспорта заряда, который заключается в следующем. Электрон внутри барьера, подлетая к левому интерфейсу полупроводник-сверхпроводник, испытывает Андреевское отражение, т.е. электрон не может проникнуть в сверхпроводник и превращается в дырку, которая движется в обратном направлении. Происходит это за счёт рождения куперовской пары в сверхпроводнике. После этого дырка туннелирует от одного металлического кластера к другому, проходя по цепочке кластеров без потерь энергии [20] до достижения правого интерфейса полупроводник-сверхпроводник. На правом интерфейсе также происходит Андреевское отражение, в результате дырка превращается в электрон, который движется в обратном направлении. Такие отражения повторяются многократно, в результате формируется связанное андреевское состояние и через переход переносится сверхпроводящий ток Джозефсона.

Предположение о том, что резонансно-перколяционная цепочка кластеров имеет прозрачность порядка единицы подтверждается тем, что на ВАХ переходов наблюдаются большие по величине избыточные токи $I_{\text{изб}}$. В классической модели Блондера-Тинкхама-Клапвик (БТК) [21] избыточные токи $I_{\text{изб}}$ на ВАХ переходов Джозефсона появ-

ляются лишь в случае существования на интерфейсах Андреевских отражений и лишь при прозрачности барьера между интерфейсами порядка единицы (в случае, когда прозрачность барьера много меньше единицы, Андреевским отражением можно пренебречь).

По ВАХ переходов видно, что величина тока через цепочку кластеров слабее зависит от приложенного напряжения, чем в случае закона Ома, что, вероятно, является свойством резонансно-перколяционного типа транспорта заряда и приводит к возрастанию произведения $I_C R_N$ у рассматриваемых переходов.

4. ВЫВОДЫ

Сформированы переходы Джозефсона на базе тонких ($\cong 150$ нм) сверхпроводящих плёнок диборида магния MgB_2 -Si(W)-MoRe с высокими значениями характеристического напряжения $I_C R_N = 30-38$ мВ, что достигается за счёт реализации Андреевских отражений носителей заряда на интерфейсах перехода Джозефсона и создания резонансно-перколяционного транспорта заряда в барьере путём изготовления барьера из полупроводникового материала с нанодисперсными включениями (кластерами) с металлическим типом проводимости.

Использование переходов Джозефсона резонансно-перколяционного типа взамен традиционных близостных переходов перспективно, поскольку приведёт к возрастанию коэффициента преобразования магнитный поток-напряжение двухконтактного СКВИДа, изготовленного на их основе, во столько раз, во сколько возрастает величина $I_C R_N$ используемых переходов Джозефсона. Показана возможность создания переходов Джозефсона резонансно-перколяционного безгистерезисного типа, в результате чего использование их в качестве рабочих элементов ПТ-СКВИДов становится существенно проще с технологической точки зрения. Перспективным также является использование таких переходов Джозефсона резонансно-перколяционного безгистерезисного типа в качестве рабочих элементов быстрой одноквантовой логики (RSFQ), которая является основным элементом сверхпроводникового компьютера.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА—REFERENCES

1. K. Chen, D. Cunnane, Y. Shen, X. X. Xi, A. Kleinsasser, and J. Rowell, *Appl. Phys. Lett.*, **100**, No. 12: 122601 (2012).
2. H. Shimakage and Z. Wang, *J. Appl. Phys.*, **105**, No. 1: 013918 (2009).
3. H. Shimakage, K. Tsujimoto, Z. Wang, and M. Tonouchi, *Appl. Phys. Lett.*, **86**, No. 7: 072512 (2005).
4. K. Ueda, S. Saito, K. Semba, T. Makimoto, and M. Naito, *Appl. Phys. Lett.*, **86**, No. 17: 172502 (2005).
5. H. Shim, K. Yoon, J. Moodera, and J. Hong, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, No. 21:

- 212509 (2007).
6. T. Kim and J. Moodera, *J. Appl. Phys.*, **100**, No. 11: 113904 (2006).
 7. M. Costache and J. Moodera, *Appl. Phys. Lett.*, **96**, No. 8: 082508 (2010).
 8. K. Elsabawy, *RSC Advances*, **1**, No. 6: 964 (2011).
 9. R. Singh, R. Gandikota, J. Kim, N. Newman, and J. Rowell, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, No. 4: 042512 (2006).
 10. E. Galan, D. Cunnane, X. X. Xi, and K. Chen, *Supercond. Sci. Technol.*, **27**, No. 6: 065015 (2014).
 11. T. Melbourne, D. Cunnane, E. Galan, X. X. Xi, and K. Chen, *IEEE Transactions, Applied Superconductivity*, **25**, No. 3: 1 (2014).
 12. *The SQUID Handbook* (Eds. J. Clarke and A. I. Braginski) (Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA: 2004), vol. I.
 13. *Superconductors—Properties, Technology, and Applications* (Ed. Y. Grigorashvili) (ISBN 978-953-51-0545-9, Published: April 20, 2012 under CC BY 3.0 license).
 14. D. Cunnane, E. Galan, K. Chen, and X. X. Xi, *Appl. Phys. Lett.*, **103**, No. 21: 212603 (2013).
 15. S. Cybart, T. Wong, E. Cho, J. Beeman, C. Yung, B. Moeckly, and R. Dynes, *Appl. Phys. Lett.*, **104**, No. 18: 182604 (2014).
 16. D. Cunnane, N. Acharya, M. Wolak, X. X. Xi, and B. Karasik, *Proc. of the 26th International Symposium on Space Terahertz Technology (ISSTT 2015) (March 16–18, 2015)* (Cambridge, MA, USA: ISSTT Conf. Publ.: 2015), p. M2–2.
 17. V. Shaternik, M. Belogolovskii, T. Prikhna, A. Shapovalov, O. Prokopenko, D. Jabko, O. Kudrja, O. Suvorov, and V. Noskov, *Physics Procedia*, **36**: 94 (2012).
 18. V. Shaternik, A. Shapovalov, M. Belogolovskii, O. Suvorov, S. Döring, S. Schmidt, and P. Seidel, *Material Research Express*, **1**, No. 2: 026001 (2014).
 19. V. Shaternik, A. Shapovalov, A. Suvorov, S. Döring, S. Schmidt, and P. Seidel, *Proc. of 8th International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW 2013) (June 23–28, 2013)* (Kharkov: IEEE Conf. Publ.: 2013), p. 655.
 20. I. M. Lifshitz and V. Ya. Kirpichenkov, *ZhETF*, **77**, No. 3: 989 (1979) (in Russian).
 21. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B*, **25**, No. 7: 4515 (1982).